

Über das Supraleitungsverhalten von NbN-Folien und -Drähten im Magnetfeld

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus Liebig-Universität Gießen (Fachbereich Physik)

vorgelegt von

Uwe Schlegel

aus

Nordhausen/Harz

Gießen 1972

Institut für Angewandte Physik

Über das Supraleitungsverhalten von NbN-Folien und -Drähten im Magnetfeld

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus Liebig-Universität Gießen (Fachbereich Physik)

vorgelegt von

Uwe Schlegel

aus

Nordhausen/Harz

Gießen 1972

Institut für Angewandte Physik



D 26

Dekan:

Prof. Dr. A. Scharmann

I. Berichterstatter:

Prof. Dr. E. Saur

II. Berichterstatter:

Prof. Dr. A. Scharmann

Tag der mündlichen Prüfung: 27. 6. 72

I. Einleitung	1
II. Experimentelles	
1. Probenherstellung	2
2. Probenmontierung und Kontaktierung	2
3. Messung der transversalen und longitudinalen Spannungen in Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung	4
4. Magnetisierungsmessungen	6
III. Meßergebnisse	
1. Die Oberflächensupraleitfähigkeit von NbN-Folien	8
a. Der anormale Verlauf von H_{c3}/H_{c2}	8
b. Die Abhängigkeit der kritischen Stromstärken und Feldstärken von der Feldrichtung	16
2. Die transversale Spannung an NbN-Folien	22
a. Der Halleffekt	22
b. Das Winkelverhalten der transversalen Spannung	29
3. Die Kurven kritischer Stromstärken von NbN-Drähten	33
a. Die Winkelabhängigkeit	33
b. Die Magnetisierungskurven	38
c. Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärken und des Peakeffektes	39
IV. Zusammenfassung	41
V. Literaturverzeichnis	42

I. Einleitung

Abgesehen von den kritischen Daten [1,2,3] sind an kompakten NbN-Proben keine weiteren Untersuchungen der supraleitenden Eigenschaften im Magnetfeld durchgeführt worden. So ist der Einfluß der Oberflächensupraleitung auf die kritischen Feldstärken und kritischen Stromstärken dieses Materials noch unbekannt. Auch fehlen bisher völlig Messungen des Halleffektes und der transversalen Spannung im Mischzustand an diesem Supraleiter 2.Art mit hohem κ . Solche Untersuchungen sind deshalb interessant, weil für diese beiden Erscheinungen die bisherigen theoretischen Ergebnisse [4-8] die Meßergebnisse von anderen Materialien [9,10,11] nicht erklären können. Ungeklärt ist bisher auch , trotz verschiedener Ansätze [12,13], die Ursache des Peakeffektes.

In dieser Arbeit sollen deshalb die supraleitenden Eigenschaften im Magnetfeld an durch Diffusion von Stickstoff in kompaktes Niob hergestellten NbN-Folien und -Drähten untersucht werden. Durch die Messung der Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses von H_{c3} zu H_{c2} sollen neuere Theorien [14,15,16] über den Verlauf dieses Verhältnisses in der Nähe von T_c überprüft werden. Ferner ist es interessant, den Einfluß der Oberflächensupraleitung auf die kritischen Stromstärken des Niobnitrids durch Messung der Winkelabhängigkeit von J_c an den 50 μm dicken Folien zu untersuchen. Damit für die theoretischen Berechnungen weitere experimentelle Daten zur Verfügung stehen, soll auch das Verhalten der transversalen Spannungen an den NbN-Folien gemessen werden. Weiterhin sollte an den NbN-Drahtproben mit nahezu gleichen Herstellungsbedingungen die Abhängigkeit der Kurven kritischer Stromstärken von der Richtung des transversalen Magnetfeldes und von der Temperatur gemessen werden um damit mehr Informationen über die Ursachen ihres Verlaufes und über das Verhalten des Peakeffektes zu bekommen.

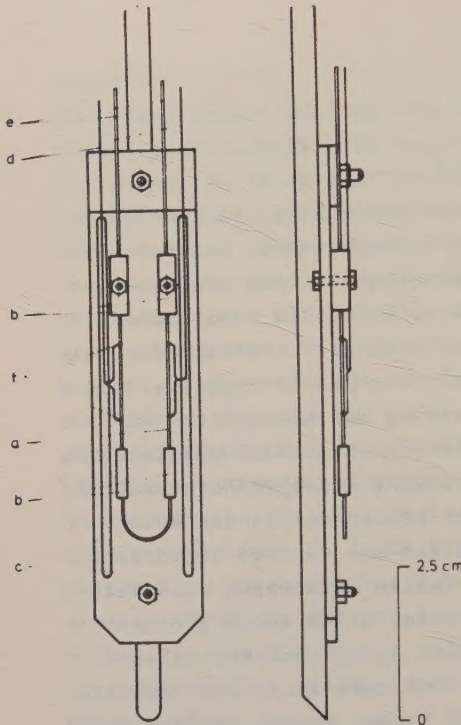
II. Experimentelles

1. Probenherstellung

Die in dieser Arbeit benutzten Proben aus NbN werden durch Diffusion von Stickstoff in kompaktes metallisches Niob hergestellt. Das in der Literatur von HECHLER et.al.[1] und HORN et.al. [17] ausführlich beschriebene Diffusionsverfahren hat Herr Dipl.Phys. K.H.BERNHARDT so verbessert, daß das Niobmaterial mittels Gleichstrombeheizung in den Druckbomben nitriert wird und daß die Temperatur mit Hilfe einer Fotodiode, die das Gleichspannungsgerät steuert, innerhalb der Meßgenauigkeit des Pyrometers, während der Nitrierungsdauer konstant gehalten wird. Durch die Heizung mit Gleichstrom wird das Schwingen der eingespannten Nb-Proben mit der Netzfrequenz vermieden. Damit während der Nitrierung keine Temperaturdifferenzen entlang der Probe entstehen können werden die Druckbomben so montiert, daß die Nb-Folien und -Drähte waagerecht liegen. Bei den 50 μm dicken Nb-Folien verursacht eine senkrechte Montage der 5 mm breiten Folien einen solch großen Temperaturgradienten, daß die Proben durch unterschiedliche Nitrierung über ihre Breite stark verzogen sind. Die Herstellungsbedingungen für die einzelnen Proben werden bei den Meßergebnissen mitgeteilt.

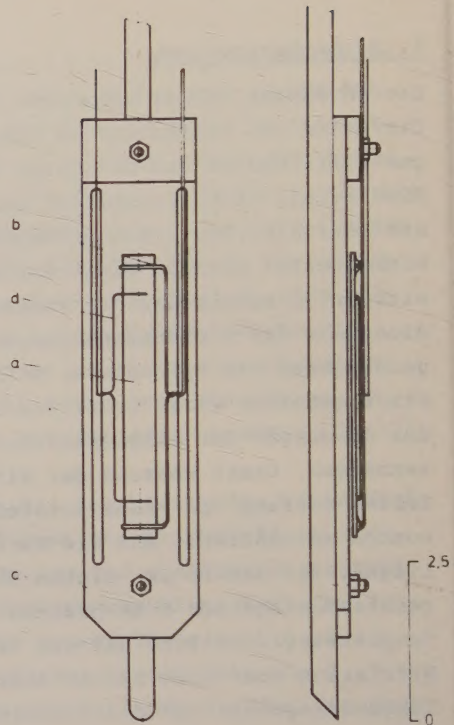
2. Probenmontierung und Kontaktierung

Von den NbN-Drähten mit 0,5 mm Durchmesser werden jeweils zwei auf einer Pertinaxplatte montiert, s.Abb. 1. Dabei werden die mit einem Ultraschalllötgerät verindiumten Probenenden in Kupferklötze mit quadratischen und kreisförmigen Querschnitten, die als Stromkontakte dienen, eingelötet. Die quadratischen Kupferklötze werden auf den Pertinaxplatten festgeschraubt, damit die Proben fixiert sind. Die Potentialsonden werden mit



- a NbN - Draht
- b Kupferkontakte mit eingelöteten NbN - Proben
- c Perlinaxplatte
- d verdrehte Potentialabführungen
- f Stromzuführungen
- f Potentialsonden

Abb. 1: Montierung der NbN-Drahtproben



- a NbN - Folie
- b Stromzuführungen mit Leitsilber kontaktiert
- c Perlinaxplatte
- d Potentialsonden

Abb. 2: Montierung der NbN-Folien

Leitsilber angebracht. Die sehr zerbrechlichen NbN-Folien werden direkt an den entsprechend gebogenen Stromzuführungen, Kupferdrähten von 0,3 mm Durchmesser, mit Leitsilber befestigt. Damit sind diese Proben ausreichend fest und elastisch genug

montiert um sie vor Zerstörung durch Erschütterungen oder leichte Berührungen zu schützen. Die Potentialsonden für die longitudinale und transversale Spannung werden ebenfalls mit Leitsilber befestigt, s.Abb. 2.

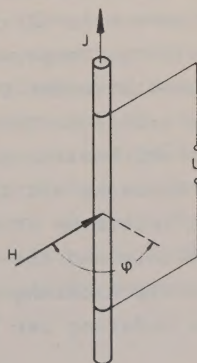
Die Pertinaxplatten werden am zentrierten Stab des Probenhalters so befestigt, daß die Proben im homogenen Bereich des Magnetfeldes sind. Dieser Stab ist am Deckel des Glas-Dewargefäßes befestigt, ebenso die Durchführungen für den Meßstrom und die Potentialsonden, sowie die Anschlüsse für Vorvakuum-pumpe und Manometer.

Das Dewargefäß wird mit flüssigem Wasserstoff gefüllt, dessen Temperatur durch Messung des Dampfdruckes mit einem Quecksilbermanometer, das eine Ablesung von 1/10 Torr ermöglicht, bestimmt wird. Das untere eingeeigte Ende des Dewargefäßes ist in dem 30 mm breiten Luftspalt des Magneten vom Typ C-40 der Firma Oerlikon. In diesem Luftspalt können magnetische Feldstärken bis zu $2950 \text{ k } \frac{\text{A}}{\text{m}}$ erzeugt werden. Die Feldstärken sind bis $1600 \text{ k } \frac{\text{A}}{\text{m}}$ mit einem Kernresonanz-Magnetfeldmesser der Firma AEG-Telefunken gemessen worden und darüber durch Induktionsspannungsmessungen an einer aus dem Magnetfeld gezogenen Spule. Die verwendeten Polschuhe des Magneten haben am Luftspalt einen Durchmesser von 70 mm und die magnetische Feldstärke ist auf einem Durchmesser von 55 mm bis auf $\pm 1\%$ homogen.

3. Messung der transversalen und der longitudinalen Spannung in Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung

Die prinzipiellen Anordnungen der Potentialsonden zur Messung der transversalen Spannung U_T und der longitudinalen Spannung U_L an den NbN-Proben zeigen die Abb.3 und 4. Zur Messung der transversalen Spannungen an den Folien wird die Dreisondenmethode benutzt

Abb. 3:
Meßgeometrie
an den NbN-
Drahtproben



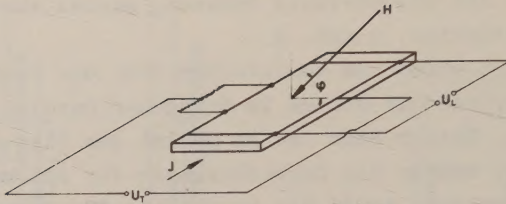


Abb. 4: Meßgeometrie an den NbN-Folien

um mit Hilfe eines Potentiometers alle ohmschen-longitudinalen Spannungsanteile kompensieren zu können.

Die Spannungen werden mit einem Keithley Nanovoltmeter vom Typ 147 mit einem Eingangswiderstand von $0,3 \text{ MOhm}$ gemessen. Der Meßstrom wird aus Batterien entnommen, wobei in Reihe mit den Proben Widerstände geschaltet sind, um den Einfluß der Widerstandsänderungen der Probe auf den Meßstrom vernachlässigbar zu machen. Um Thermospannungen zu vermeiden, werden die Zuführungen zu den Potentialsonden nur durch Klemmungen von Kupfer auf Kupfer verbunden. Alle Zuleitungen sind soweit wie möglich verdreht, damit keine störenden Spannungen induziert werden können.

Bei der Messung der Übergangstemperatur zur Supraleitung wird die longitudinale Spannung an der Probe gemessen, die ein Meßstrom von 10 Mikroampere erzeugt. Als Sprungtemperatur wird diejenige Temperatur genannt bei welcher der Widerstand der normalleitenden Probe auf die Hälfte abgesunken ist.

Als kritische Stromstärke wird derjenige Meßstrom angegeben, der bei konstanter magnetischer Feldstärke und Temperatur eine Spannung von 10^{-7} Volt an der Probe erzeugt.

Die kritische Stromstärke, das kritische Magnetfeld, die longitudinale und die transversale Spannung werden in Abhängigkeit von der Richtung φ des Magnetfeldes gemessen, s. Abb. 3 und 4. Die Änderung der Feldrichtung geschieht durch Drehung des

Magneten, der 340 Grad um seine senkrechte Achse gedreht werden kann. Der Winkel des Magnetfeldes wird bei der Messung von $U_T(\varphi)$ durch einen Schleifkontakt auf einem unter Spannung stehenden Widerstandsdraht, der isoliert auf der Winkelskala des Magneten befestigt ist, aufgenommen. Dabei wird die Spannung an dem Schleifkontakt auf die Y-Richtung eines Schreibers gegeben. Die Reproduzierbarkeit dieser Winkelmessung ist besser als $\pm 0,5$ Grad.

Bei der Messung der transversalen Spannung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke wird die durch das Nanovoltmeter verstärkte Spannung auf die X-Richtung eines XY-Schreibers und die Referenzspannung aus dem Magnetnetzgerät auf die Y-Richtung gegeben.

4. Magnetisierungsmessungen

Das magnetische Moment der Proben wird mit einem Probenvibrationsmagnetometer der Firma Princeton Applied Research Corporation gemessen. Dieses Magnetometer wurde von FONER [18] entwickelt. Bei diesem Gerät schwingt die zu untersuchende Probe mit einer Frequenz von 80 Hz zwischen den Meßspulen, die in der Mitte der Polschuhe angeklemt sind. In diesen Spulen wird eine Wechselspannung induziert, die proportional dem magnetischen Moment der Probe, der Vibrationsfrequenz und -amplitude ist. Damit das Meßsignal von den Änderungen der Vibrationsfrequenz und -amplitude unabhängig ist, wird ein Bezugssignal durch einen Plattenkondensator erzeugt, dessen eine Platte mit dem Schwingsystem verbunden und dessen andere fest ist. Auf die bewegliche Platte wird eine dem magnetischen Moment der Probe proportionale Gleichspannung gegeben. Dadurch wird an der festen Platte eine Wechselspannung erzeugt, die ebenso von den Änderungen der Vibrationsfrequenz und -amplitude abhängt wie die induzierte Spannung in den Meßspulen. Die Signale von Meßspule und fester Kondensatorplatte werden auf die zwei Eingänge eines Differenzverstärkers gegeben, wo die gleichgroßen und gleichsinnigen Signalanteile, die durch Vibrationsänderungen erzeugt werden, nicht verstärkt werden.

Die Ausgangsspannung des Differenzverstärkers ist nur noch zu dem magnetischen Moment der Probe proportional. Diese Spannung wird verstärkt, gleichgerichtet, auf die bewegliche Kondensatorplatte gegeben und als Meßsignal des Magnetometers angezeigt.

Die Messungen werden in einem speziellen Metallkryostaten, der mit flüssigem Wasserstoff gefüllt wird, durchgeführt. Die Temperatur wird wieder über den Dampfdruck des Wasserstoffs gemessen.

III. Meßergebnisse

1. Die Oberflächensupraleitung von NbN-Folien

a. Der anormale Verlauf des H_{C3}/H_{C2} Verhältnisses

Die supraleitenden Eigenschaften eines Materials im Magnetfeld hängen von seiner Geometrie und von der Richtung des Magnetfeldes bezüglich seiner Oberflächen ab. SAINT-JAMES und DE GENNES [19] zeigen, daß die Supraleitung an einer zur äußeren Magnetfeldrichtung parallelen Oberfläche unterhalb des Magnetfeldes

$$H_{C3} = 1,695 H_{C2} \quad (1)$$

eintritt. Dabei ist H_{C2} das kritische Magnetfeld unterhalb dessen das gesamte Material supraleitend wird. Zwischen H_{C3} und H_{C2} existiert die Supraleitung in einer Oberflächenschicht deren Dicke gleich der temperaturabhängigen Kohärenzlänge

$$\xi(T) = \xi_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

ist. T_C ist die Sprungtemperatur und ξ_0 ist die BCS-Kohärenzlänge. Dieses Ergebnis erhielten SAINT-JAMES und DE GENNES aus der Lösung der linearisierten Ginzburg-Landau Gleichungen [20] mit Hilfe der Randbedingung

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{x=0} = \frac{\psi(0)}{b} \quad (3)$$

Diese Randbedingung verbietet den Stromfluß senkrecht durch die Oberfläche, sie wird ausführlich von CAROLI et.al. [21] diskutiert. In [19] ist die Extrapolationslänge $b = 0$. Diese Extrapolationslänge beschreibt, wie weit Cooperpaare eines Supraleiters in ein angrenzendes Material eindringen. Zur Aufstellung und Lösung dieser linearisierten Ginzburg-Landau Gleichungen ist Voraussetzung, daß der Ordnungsparameter ψ klein ist und die BCS-Kohärenzlänge ξ_0 muß groß gegen die freie Weglänge der normalleitenden Elektronen sein. Bei den für diese Arbeit benutzten Meßmethoden ist die erste Forderung immer erfüllt, weil immer in der Nähe von T_C gemessen wird. Bei NbN ist $\frac{\xi_0}{l} \approx 100$ [22] (l -freie Weglänge), deshalb gilt auch die zweite Voraussetzung.

Zur Darstellung der Eigenschaften von NbN-Folien werden die Meßergebnisse von drei charakteristischen Proben diskutiert. Ihre Sprungtemperaturen sind in Tabelle I angegeben.

Tabelle I

Eigenschaften und Herstellungsdaten der NbN-Folien

	T_c	Gitter- konstante	Dicke	Diffusions- temperatur	druck	dauer
Probe I	16,03 K	4,39 Å	50 µm	1450 °C	10 atü	22 h
Probe II	16,04 K	4,39 Å	100 µm	1450 °C	10 atü	22 h
Probe III	16,11 K	4,39 Å	50 µm	1450 °C	10 atü	6 h

In Abb. 5 sind die Übergangskurven der Probe I in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld und dessen Richtung dargestellt.

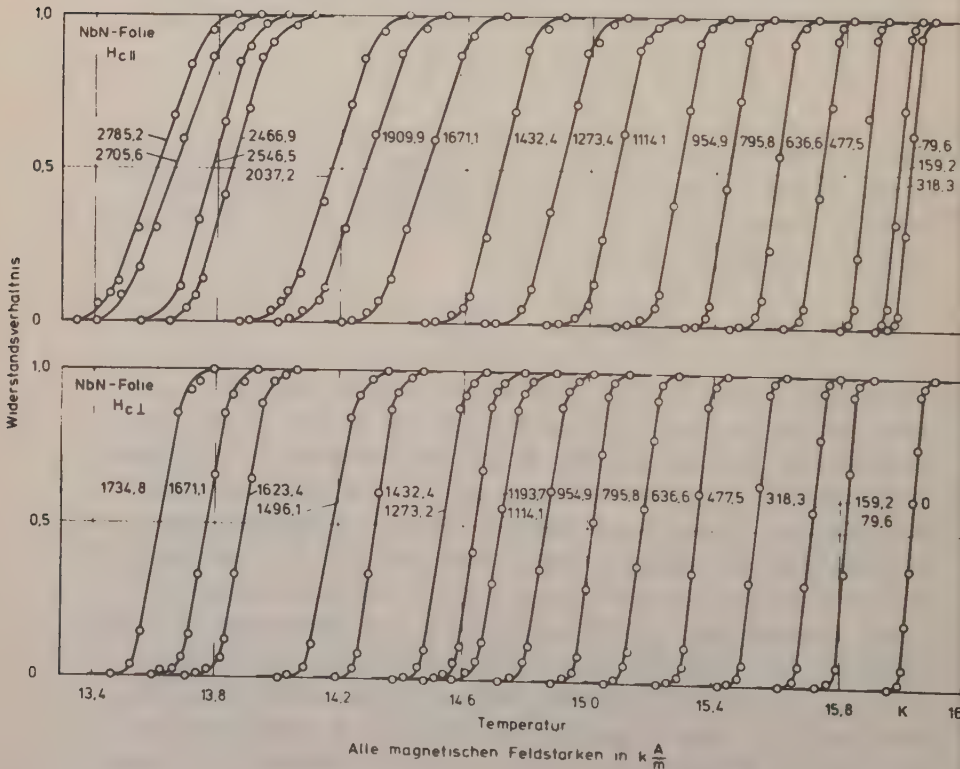


Abb. 5: Die Übergangskurven der Probe I für zur Probenoberfläche parallelen (oben) und senkrechten (unten) Feldrichtungen

Die Übergangsbreiten bleiben bei zur Probenoberfläche senkrechter Magnetfeldrichtung nahezu konstant. Dies zeigt, daß das Probenmaterial homogen ist [23]. Bei zur Probenoberfläche parallelem Magnetfeld entsteht die Supraleitung in einer Oberflächenschicht der Dicke $\xi(T)$ und durch das kurzschließende restliche Material werden die Übergangskurven verbreitert [23]. Weil die Übergangsbreiten bei der Messung der kritischen Felder in der Nähe der Sprungtemperatur sehr klein sind, können die $H_C(T)$ genau bestimmt werden.

Die Abb. 6 und 7 zeigen die Temperaturabhängigkeit der kritischen Magnetfelder H_{C3} und H_{C2} der Proben I bzw. II. An ihnen fällt der nichtlineare Verlauf beider Kurven von $t \approx 0,9$ an auf. Auch treffen die Verlängerungen der linearen Teile nicht bei T_C zusammen. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen von [19]. Das H_{C3}/H_{C2} Verhältnis der Proben I und II als Funktion der reduzierten Temperatur ist in den

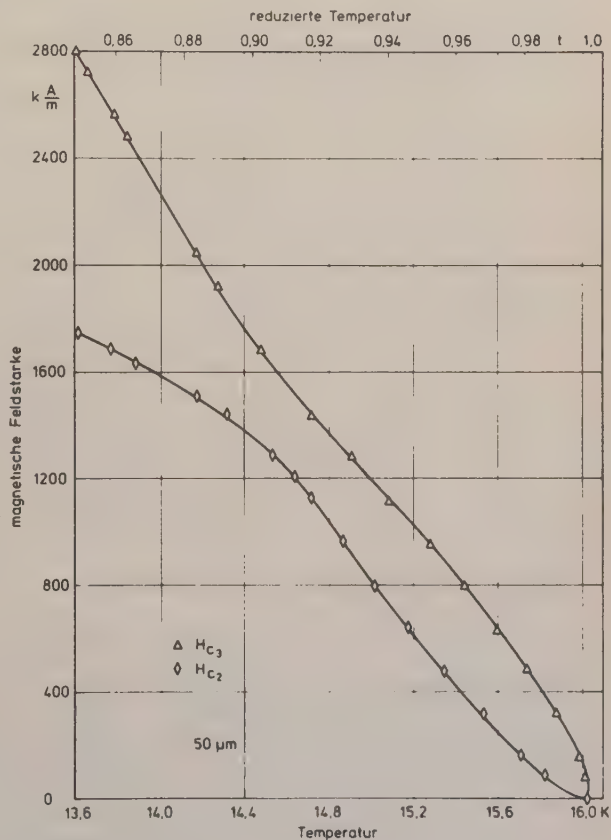


Abb. 6: Der Verlauf von H_{C3} und H_{C2} der 50 μm dicken Probe I

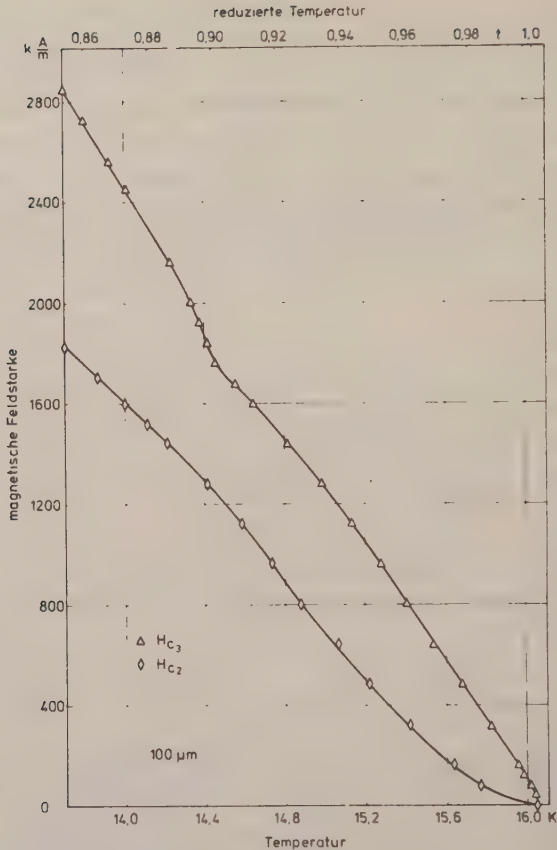


Abb. 7: Der Verlauf von H_{c3} und H_{c2} der 100 μm dicken Probe II

Abbildungen 8 und 9 aufgetragen. Im Gegensatz zu (1) fällt H_{c3}/H_{c2} bei $t \approx 0,86$ bis auf ungefähr 1,3 ab und steigt dann gegen T_c stark an. Unterhalb von $t \approx 0,86$ ist das Verhältnis in guter Übereinstimmung mit dem Wert von (1) gleich 1,63. Einen ähnlichen Verlauf von H_{c3}/H_{c2} haben auch MALONEY et.al. [24] für In-Bi und Sn-Bi gemessen. Jedoch konnte die starke Abhängigkeit des Minimums von der Probendicke bei den NbN-Folien, wie Abb. 9 und 8 zeigen, nicht gefunden werden.

Für die Erklärung dieser Anomalie in dem Temperaturverlauf von H_{C3}/H_{C2} gibt es eine Reihe von Arbeiten [14,15,16,25], die von unterschiedlichen Voraussetzungen ausgehen und teilweise zu entgegengesetzten Ergebnissen kommen.

HU [15] nimmt an, daß an der Oberfläche des Probenmaterials der BCS-Kopplungsparameter V_0 innerhalb einer Randschicht der Dicke D kleiner ist als im restlichen Material. Dies bedeutet, daß innerhalb dieser Randschicht die Sprungtemperatur kleiner ist. Nun unterscheidet HU drei Gebiete: $\xi(T) \ll D$, $\xi(T) \approx D$, $\xi(T) > D$, die alle drei durch Änderung der Temperatur, wegen (2), erreicht werden können. Für das erste Gebiet erhält HU eine lineare Temperaturabhängigkeit von H_{C3} , in den beiden anderen Gebieten ist sie nichtlinear. Insgesamt fällt H_{C3}/H_{C2} auf 1 bei $T \rightarrow T_C$ ab.

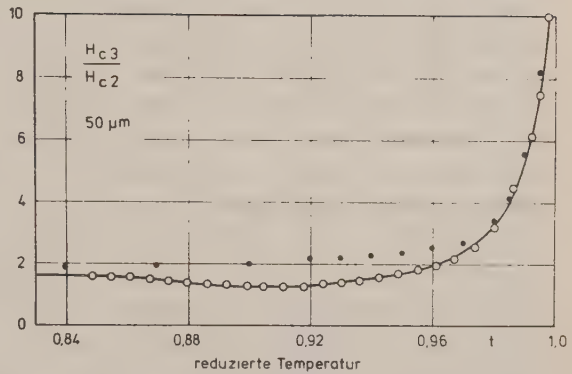


Abb. 8: Der Temperaturverlauf von H_{C3}/H_{C2} der Probe I. Meßpunkte-offene Kreise, geschl. Punkte n. INDOVINA

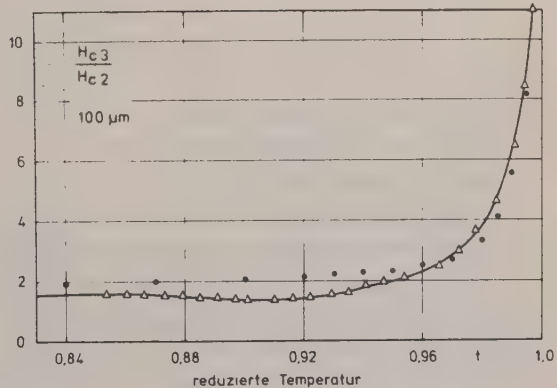


Abb. 9: Der Temperaturverlauf von H_{C3}/H_{C2} der Probe II. Meßpunkte-Dreiecke, schw.Punkte n. INDOVINA

INDOVINA et.al. [16] errechneten einen von der Extrapolationslänge b abhängigen Verlauf von H_{C3}/H_{C2} . Dies bedeutet, daß an der Grenzschicht zwischen Supraleiter und angrenzenden Material die Randbedingung (3) verändert ist. Ausgehend von SAINT-JAMES und DE GENNES [19], die $H_{C3}/H_{C2} = 1,695$ für $b=0$ errechnen, erhalten diese Autoren für $b < 0$ ein auf 1 bei $T=T_C$ abfallendes H_{C3}/H_{C2} -Verhältnis und für $b > 0$ steigt es asymptotisch gegen T_C an. Dabei heißt $b < 0$, daß der Supraleiter an einen anderen mit höherer Zustandsdichte bzw. höherem T_C grenzt. Zu denselben Ergebnissen kommen auch FINK und JOINER [25].

In einer anderen Arbeit haben FINK und PRESSON [14] allgemein den Einfluß des Proximityeffektes auf das H_{C3}/H_{C2} -Verhältnis untersucht. Bei den H_{C3} -Messungen ist unterhalb der supraleitenden Schicht das Material normalleitend. Von dem Supraleiter mit der Sprungtemperatur T_{CS} können Cooperpaare in den Normalleiter mit der Sprungtemperatur T_{CN} eindringen. Dieser Proximityeffekt verringert die Sprungtemperatur des Supraleiters. Für die NbN-Folien ist $T_{CS} \approx T_{CN}$. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigt Abb. 10. Dort wird H_{C3}/H_{C2} als Funktion eines temperaturabhängigen Parameters $\alpha(T)$ dargestellt.

$$\alpha(T) = \gamma \frac{n_n}{n_s} \frac{T_{CS}}{T_{CN}} \left(\frac{T_{CN} - T}{T_{CS} - T} \right) \quad (4)$$

Dabei ist $\gamma = \frac{\sigma_f}{\sigma_n}$ das Verhältnis der Leitfähigkeit des supraleitenden Materials zu der des normalleitenden und n_s, n_n sind die entsprechenden Elektronendichten. Aus Abb. 10 ist zu ersehen, daß H_{C3}/H_{C2} mit $T \rightarrow T_C$ abfällt. Da das Verhältnis der NbN-Folien erst abfällt um dann anzusteigen, kann vermutet werden, daß verschiedene Mechanismen diesen Verlauf verursachen.

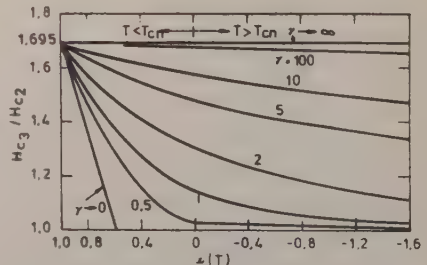


Abb. 10: Die Abhängigkeit von H_{C3}/H_{C2} vom Parameter $\alpha(T)$, nach FINK und PRESSON

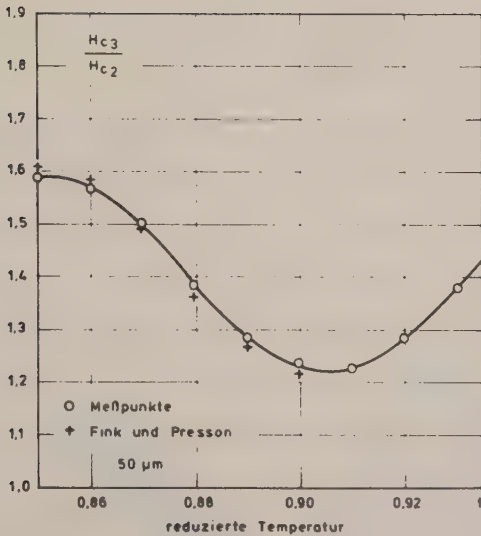


Abb. 11: Vergleich des abfallenden Teiles der H_{c3}/H_{c2} -Kurve mit aus Abb.10 für $T_{cn} = 15,01$ K ermittelten Werten (für Probe I)

Für unsere Proben sind $\sigma_s, \sigma_n, n_s, n_n$ und T_{cn} unbekannt. Jedoch kann für dieses homogene Material $\sigma_s \approx \sigma_n$ und $n_s \approx n_n$ angenommen werden. Mit der Gleichung (4) können unter diesen Voraussetzungen aus der Abb.10 die Werte für H_{c3}/H_{c2} abgelesen werden. In den Abb.11 und 12 sind solche Punkte in dem abfallenden Teil der gemessenen Kurven eingetragen. T_{cn} wurde dabei als Anpassungsparameter benutzt. Wenn der Proximityeffekt diesen Abfall verursacht, was bei der guten Übereinstimmung der experimentellen Kurven mit den errechneten Punkten wahrscheinlich ist, dann darf die Probendicke d keinen starken Einfluß auf den Abfall haben solange $d \gg \xi(T)$ ist. In dem zur Messung benutzten Temperaturbereich ist dies immer der Fall.

Der Anstieg von H_{c3}/H_{c2} kann nun so erklärt werden, daß durch den Proximityeffekt zwischen der supraleitenden Schicht an der Oberfläche der Probe und dem Normalleiter eine weitere Schicht mit kleinerer Zustandsdichte, als sie der Supraleiter an der Oberfläche hat, entsteht. Diese Anordnung ist die Umkehrung der von HU berechneten Schichtstruktur. In der Diskussion seiner Arbeit kommt er zu der Vermutung, daß dann das H_{c3}/H_{c2} -Verhältnis gegen T_c ansteigt. Dies würde mit den Meßergebnissen am NbN übereinstimmen.

Bei dem Vergleich der experimentellen Kurven mit den Ergebnissen von INDOVINA et.al. [16] paßt aus der Vielzahl der von den Autoren angegebenen Kurven, die für $b = -0,004$ am besten zu den gemessenen Kurven in Abb.8 und 9. Eine negative Extrapolationslänge bedeutet aber, daß unterhalb der supraleitenden Oberflächenschicht noch ein Supraleiter mit höherer Zustandsdichte sein müßte. Dies kann aber für das homogene NbN nicht vermutet werden. Bei ihren Rechnungen haben die Autoren eine feldunabhängige Extrapolationslänge angenommen; das ist aber nur richtig wenn $T_{cs} \gg T_{cn}$ und $\sigma_s \gg \sigma_n$ ist [26]. Daher ist es fraglich ob die in den Abb. 8 und 9 angepassten Kurven die richtige Extrapolationslänge für die NbN-Folien geben.

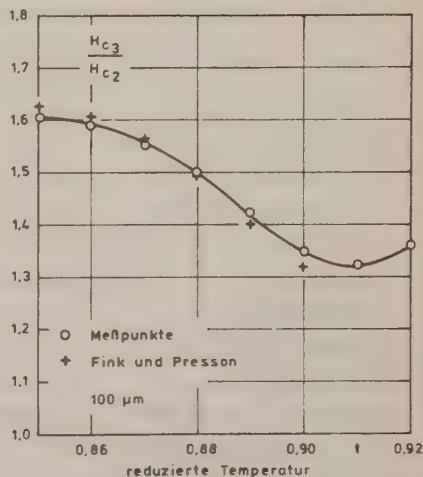


Abb. 12: Vergleich des abfallenden Teiles der H_{c3}/H_{c2} -Kurve der Probe II mit den aus Abb.10 für $T_{cn} = 15,07$ K ermittelten Werten

b. Die Abhängigkeit der kritischen Stromstärken und Feldstärken von der Feldrichtung

Abbildung 12 zeigt die kritischen Stromkurven der Probe I. Die kritischen Ströme dieser Probe werden durch die Richtung des Magnetfeldes stark beeinflusst. Im parallelen Magnetfeld

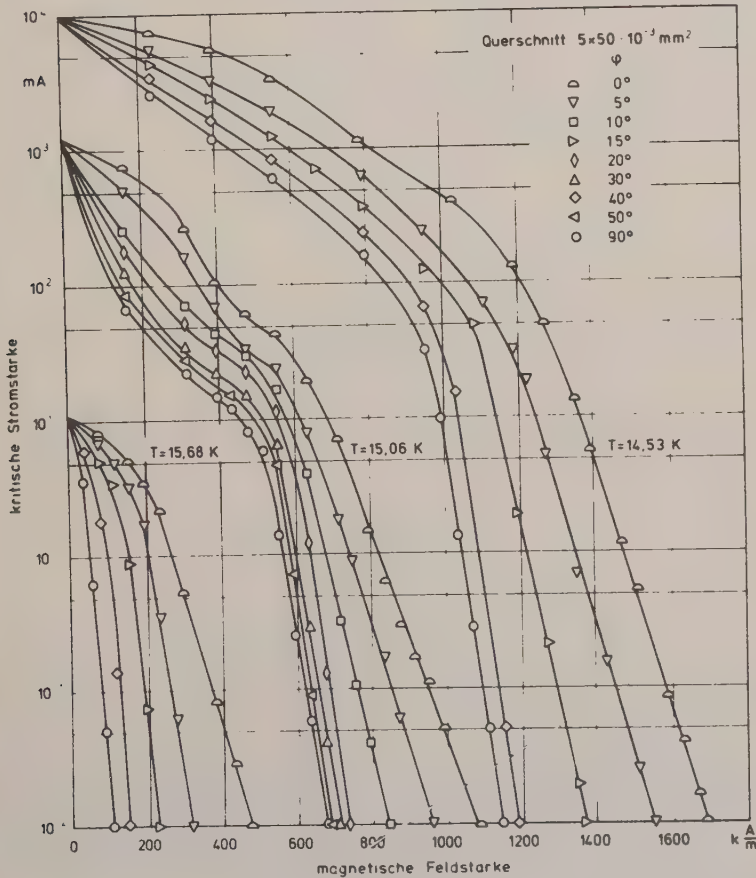


Abb. 13: Die Abhängigkeit der Kurven kritischer Stromstärken der Probe I von der Feldrichtung

sind die kritischen Stromstärken am größten und in der Nähe von $\varphi=0$ werden sie am nachhaltigsten durch eine Winkeländerung beeinflusst. Eine kleine Abweichung von der parallelen Feldrichtung verursacht eine große Verringerung der kritischen Stromstärken. Dies zeigt den großen Einfluß der Oberflächensupraleitung auf die Stromkapazität der NbN-Folien. Keine der Kurven kritischer Stromstärken der Probe I hat einen Peak.

Die Abhängigkeit der kritischen Feldstärken $H_c(\varphi)$ dieser Probe von der Feldrichtung ist aus der Abb.14 ersichtlich.

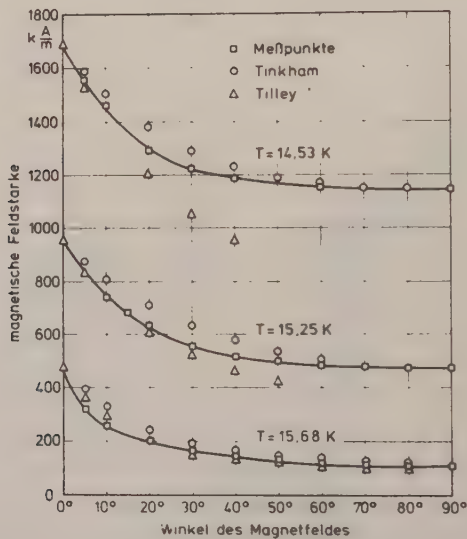


Abb. 14: Die Abhängigkeit der kritischen Feldstärke von der Feldrichtung und Vergleich mit den Interpolationswerten nach TINKHAM und TILLEY,WARD (Probe I)

Den Verlauf von $H_c(\varphi)$ hat TINKHAM [27] aus den linearisierten Ginzburg-Landau Gleichungen mit der Voraussetzung, daß inner-

halb des Supraleiters ψ konstant ist, berechnet.

$$\frac{H_C(\varphi) \sin \psi}{H_{C2}(T)} + \left(\frac{H_C(\varphi) \cos \psi}{H_{C3}(T)} \right)^2 = 1 \quad (5)$$

Das aus dieser Formel berechnete $H_C(\varphi)$ ist in Abb.14 eingetragen. Die Übereinstimmung ist bei kleinen Winkeln und bei tiefen Temperaturen sehr schlecht. Nahe bei T_C , wie an der Kurve für $T = 15,68$ K zu sehen ist, stimmen die aus (5) berechneten Werte etwas besser mit dem experimentellen Verlauf überein. Dies ist zu erwarten, da das vorausgesetzte konstante ψ bedeutet, daß die Dicke d des Supraleiters klein gegen die temperaturabhängige Kohärenzlänge sein muß, was für die $50 \mu\text{m}$ dicken NbN-Folien wegen der gegen T_C divergierenden Kohärenzlänge nur dicht bei T_C erfüllt ist. YAMAFUJI et.al. [28] haben zwar für dickere Proben Korrekturen für die Formel (5) angegeben, jedoch liegen diese Werte für $H_C(\varphi)$ bei noch höheren Feldstärken als die von TINKHAM berechneten und entsprechen noch weniger dem hier gemessenen Verlauf von $H_C(\varphi)$. Die von TILLEY und WARD [29] für $H_C(\varphi)$ angegebene Interpolationsformel

$$H_C(\varphi) = \frac{H_{C2}}{0,81 \sin \varphi + H_{C2}/H_{C3} \cos \varphi} \quad (6)$$

ist ebenfalls nur unter der Annahme $d < \xi(T)$ aufgestellt; ihre Ergebnisse stimmen auch nur nahe bei T_C mit der gemessenen Kurve annähernd überein, s. Abb.13. Bei tieferen Temperaturen beschreibt (6) den experimentellen Verlauf nur bei zur Oberfläche kleinen Winkeln des angelegten Magnetfeldes.

Das Verhalten der Probe III im Magnetfeld unterscheidet sich grundlegend von dem der Probe I. Ihre Kurven kritischer Stromstärken haben für $\varphi = 90^\circ$ einen Peak (s. Abb.15) und die kritische Feldstärke ist nahezu von der Feldrichtung unabhängig, s. Abb.16. Die Kurven der Abb.15, die mit zur Probenoberfläche senkrechtem Magnetfeld gemessen werden, ergeben kritische Feldstärken $H_C(T)$, die denen der Proben I und II bei paralleler Feldrichtung entsprechen. Dies

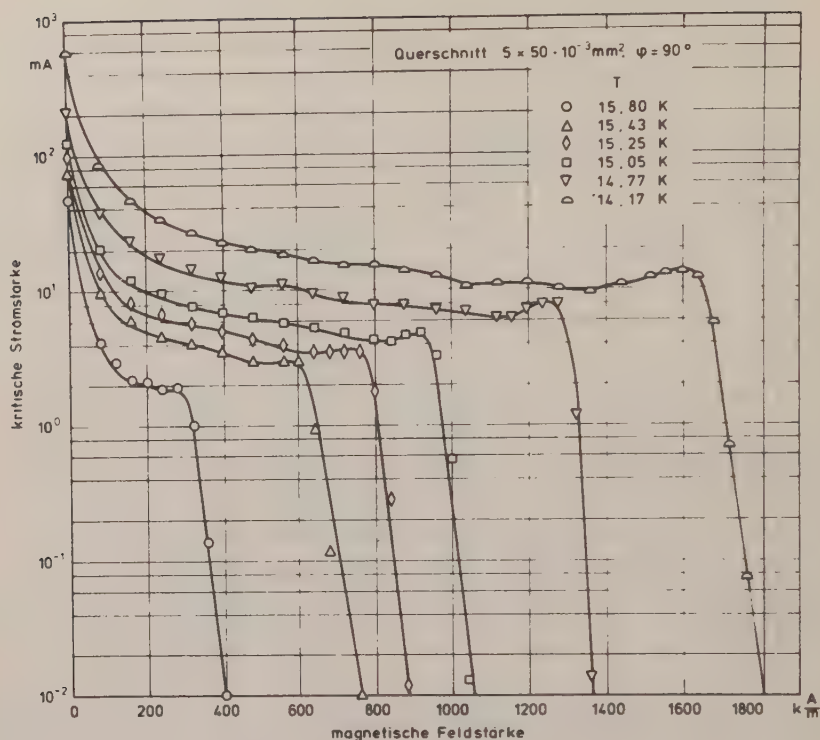


Abb. 14: Die Temperaturabhängigkeit der Kurven kritischer Stromstärken der Probe III

und die geringe Änderung von $H_c(\varphi)$ lassen vermuten, daß in der Probe III viele innere Oberflächen sind, durch die bei jeder Feldrichtung Oberflächensupraleitung innerhalb der NbN-Folie entstehen kann. An Nb-Zr Proben hat RALLS [30] ähnliche Effekte gemessen. Um bei solchen Materialien $H_{c2}(T)$ messen zu können, müssen von der Oberflächensupraleitung unbeeinflussbare Meßmethoden wie Ultraschalldämpfung oder Mikrowellentransmission benutzt werden. Sie standen für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

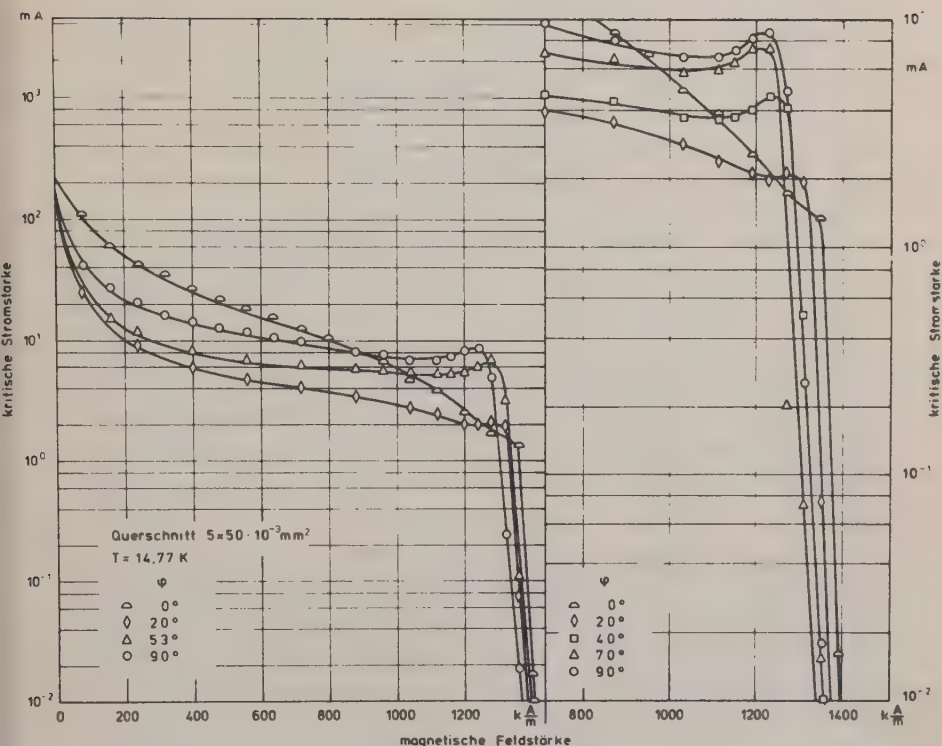


Abb. 16: Die Winkelabhängigkeit der Kurven kritischer Stromstärken der Probe III (rechts ein Ausschnitt)

In Abb. 16 sind die Kurven kritischer Stromstärken der Probe III bei konstanter Temperatur für verschiedene Winkel des Magnetfeldes dargestellt. Der Unterschied zwischen $H_c(90^\circ)$ und $H_c(0^\circ)$ beträgt nur $40 k \frac{\text{A}}{\text{m}}$. Die Kurve kritischer Stromstärken für $\phi=0^\circ$ hat keinen Peak und bei kleinen magnetischen

Feldstärken sind ihre Werte für I_c am größten. Durch Drehung der Feldrichtung wird die kritische Stromstärke bei kleinen Feldstärken verringert, aber nahe beim kritischen Magnetfeld haben alle Kurven kritischer Stromstärken mit $\varphi \neq 0^\circ$ einen Peak, der bei $\varphi = 90^\circ$ maximal ist. Die kritische Stromstärke im Peak ist für $\varphi = 90^\circ$ viermal größer als die für $\varphi = 0^\circ$ bei der gleichen angelegten Feldstärke. Da für diese dünne NbN-Folie anzunehmen ist, daß die Vorzugsrichtung aller inneren Oberflächen senkrecht zur Probenoberfläche verläuft, kann das Verhalten der Kurven kritischer Stromstärken erklärt werden. In dem Bereich kleiner magnetischer Feldstärken sind die kritischen Ströme deshalb für $0^\circ < \varphi < 90^\circ$ geringer, weil diese Feldrichtungen nicht mit der Probenoberfläche bzw. mit der Vorzugsrichtung der inneren Oberflächen übereinstimmen. Da außerdem die inneren Oberflächen nicht zusammenhängend sind, liegt auch die Kurve kritischer Stromstärken von $\varphi = 90^\circ$ bei kleinem H unter der von $\varphi = 0^\circ$. Die übliche Erklärung des Peaks, es bestehe bei den entsprechenden Feldstärken eine maximale Wechselwirkung zwischen den Flußlinien und den Pinningzentren ist hier unzulässig, da der Peak z.B. in Abb.16 bei $1242 \text{ k } \frac{\text{A}}{\text{m}}$ erscheint, aber Flußlinien nur bis zum kritischen Magnetfeld $H_{c2}(T)$ im Material existieren und H_{c2} von NbN bei dieser Temperatur etwa $1035 \text{ k } \frac{\text{A}}{\text{m}}$ ist, s.Abb.6 und 7. Der Peak muß also durch die Oberflächensupraleitung der inneren Oberflächen erzeugt werden. Dieser höhere kritische Strom bei großem H ist dann möglich, wenn die Gesamtfläche der inneren Oberflächen größer als die Probenoberfläche ist, weil jedoch die inneren Oberflächen nicht zusammenhängend sind ist die Stromkapazität bei kleinem H und großem I_c geringer.

2. Die transversale Spannung an NbN-Folien

a. Der Halleffekt

Potentialdifferenzen in Supraleitern 2. Art im Mischzustand ($H_{c1} < H < H_{c2}$) entstehen durch die Bewegung von Flußlinien oder Flußlinienbündeln. Das bei dieser Bewegung entstehende elektrische Feld ist proportional zu der Geschwindigkeit v und der Zahl n der bewegten Flußlinien ϕ_0 .

$$E = - \frac{1}{c} (v \times n \phi_0) \quad (7)$$

Diese Gleichung folgt aus der hydrodynamischen Bewegungsgleichung für die Supraflüssigkeit nahe bei $T = 0 \text{ K}$ [31]. CAROLI und MAKI [32] haben die Gültigkeit dieser Gleichung für beliebige Temperaturen bewiesen.

Durch die Messung der transversalen Spannung V_T sind Aussagen darüber möglich, ob neben der durch den Transportstrom der Dichte j auf die Flußlinien ausgeübten lorentzartigen Kraft K_L ,

$$K_L = - \frac{1}{c} (j \times \phi_0) \quad (8)$$

die wegen (7) nur eine zur Stromrichtung longitudinale Spannung erzeugt, noch andere Kräfte oder Mechanismen auf die Flußlinien wirken. Die Bewegungsrichtungen der Flußlinien sind

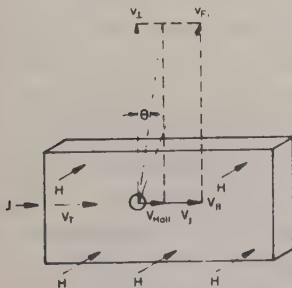


Abb. 17: Die Bewegungsrichtungen einer Flußlinie infolge des Transportstromes

in Abb. 17 dargestellt. Dabei ist $v_{\perp}$ die durch (8) erzeugte Geschwindigkeitskomponente, $v_{\parallel}$ die Komponente parallel zum Transportstrom, welche die transversale Spannung erzeugt; und aus v_{Hall} und einer anderen Geschwindigkeitskomponente v_j besteht. Θ ist der Hallwinkel und v_T ist die Geschwindigkeit der Transportelektronen.

Der Halleffekt im Mischzustand wurde schon an den verschiedensten Materialien gemessen [9,10,11,33,34]. Hier werden die Meßergebnisse von den 50 μm dicken Proben I und III diskutiert. Die Stromstärke des Transportstromes beträgt bei allen Messungen 200 mA, das entspricht einer Stromdichte von 80 $\frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Höhere Stromdichten waren nicht möglich, da sonst bei den sehr langen Meßzeiten die Temperatur nicht konstant geblieben wäre.

Da außer der Hallspannung V_H noch eine andere transversale Spannung V_j auftritt, die aber ihr Vorzeichen nicht mit einer Umkehrung des Magnetfeldes ändert, wird die Hallspannung aus den vier von den Kombinationen der Strom- und Feldrichtungen abhängigen transversalen Spannungen V_T wie folgt bestimmt.

$$V_H = 0,25 \quad V_T(J_+, H_+) - V_T(J_+, H_-) + V_T(J_-, H_-) - V_T(J_-, H_+) \quad (9)$$

Die transversalen Spannungen und die longitudinale Spannung der Probe I zeigt Abb. 18. Die V_T steigen von $H = 0$ mit wachsenden Magnetfeld stark an, durchlaufen ein Maximum und fallen fast auf Null zurück. Die oberhalb des zweiten kritischen Magnetfeldes H_{C2} noch meßbaren Spannungen bestehen einmal aus der Hallspannung der normalleitenden Probe und aus einer Spannung, die ihr Vorzeichen nur mit dem Strom ändert; sie wird verursacht durch die unvollkommene Kompensation der ohmschen Spannung an den Potentialsonden. Daß die transversale Spannung V_j wesentlich größer als V_H ist haben auch schon BYRNAK et.al. [11] an In-Verbindungen festgestellt. Die nach (9) bestimmte Hallspannung zeigt Abb. 19; unterhalb von H_{C2} steigt V_H weit über die Hallspannung des normalleitenden Niobnitrids an und sinkt bei Annäherung an H_{C1} ab, weil da die Flußliniendichte gegen Null geht.

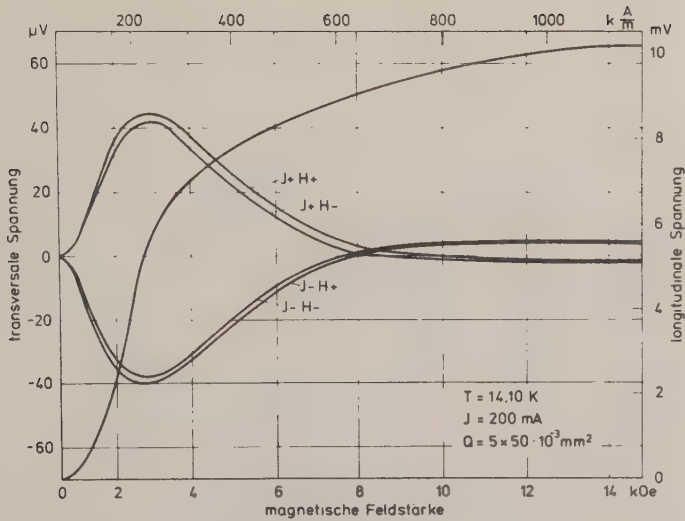


Abb. 18: Die Abhängigkeit der transversalen Spannungen und der longitudinalen Spannung der Probe I von der Feldstärke

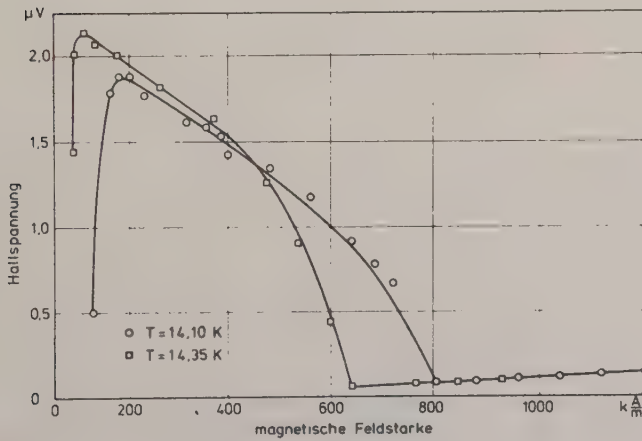


Abb. 19: Das Verhalten der Hallspannung der Probe I

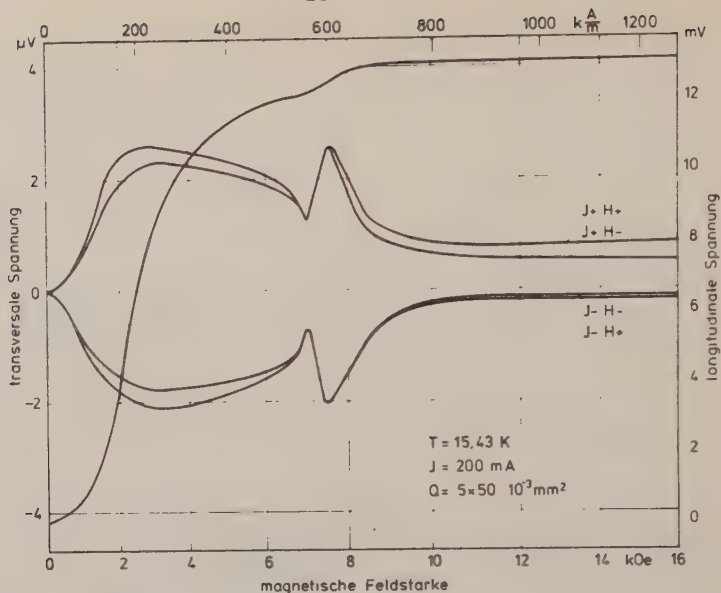


Abb. 20: Die Abhängigkeit der transversalen Spannungen und der longitudinalen Spannung der Probe III von der Feldstärke

Bei der Probe III wirken die inneren Oberflächen als Pinningzentren für die Flußlinien, daher ist die transversale Spannung $V_T = V_H + V_j$ wesentlich kleiner als die der Probe I und die Kurven haben, wie der Verlauf der V_L -Kurve zeigt, bei der magnetischen Feldstärke, bei der die Kurven kritischer Stromstärke einen Peak haben, ein ausgeprägtes Minimum, s. Abb. 20. Die in der Abb. 21 dargestellten Hallspannungen sind ebenfalls um eine Größenordnung kleiner als die der Probe I. Sie fallen von der Hallspannung des Normalleiters unterhalb von H_{c3} auf Null ab und steigen mit dem Entstehen von Flußlinien im Material unterhalb von H_{c2} an um dann wieder bei kleiner werdender Flußliniendichte abzufallen. Dies deutet daraufhin, daß eine Hallspannung nur entstehen kann, wenn Flußlinien im Material sind und daß im Bereich der Oberflächensupraleitung keine hallartige Spannung erzeugt wird.

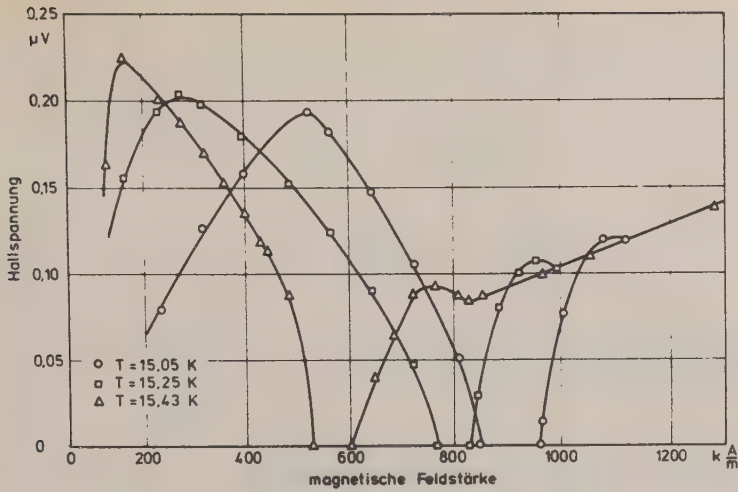


Abb. 21: Die Hallspannung der Probe III

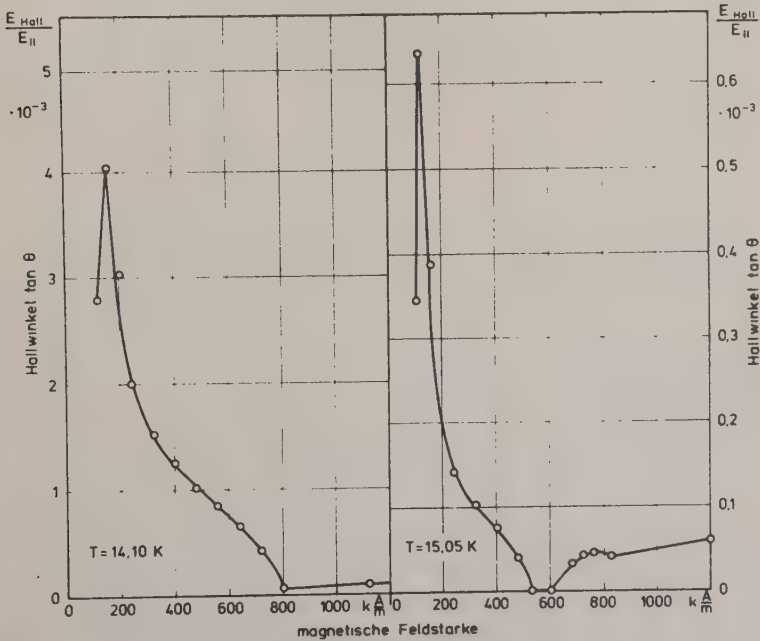


Abb. 22: Der Hallwinkel von Probe I (links) und Probe III (rechts)

Die Hallwinkel dieser Proben (s. Abb. 22) liegen in der Größenordnung von 10^{-3} ; in der gleichen Größenordnung liegen auch die Werte von In-Verbindungen [11], Nb-Ta [9] und von Ti-Mo [10], jedoch haben manche dieser Proben auch negative Hallwinkel. Der Hallwinkel $\tan\theta$ wird nach

$$\tan\theta = \frac{E_H}{E_L} = \frac{V_H L}{V_L Br} \quad (10)$$

bestimmt, wobei L und Br die Abstände der longitudinalen bzw. transversalen Potentialsonden sind.

Obwohl die phenomenologischen Theorien von BARDEEN et.al. [4], NOZIERES et.al. [5] und VAN VIJFEJKEN [6] das Widerstandsverhalten eines Supraleiters im Mischzustand gut beschreiben, versagen sie bei der Erklärung des Halleffektes. Diese Autoren berechnen die Bewegung der Flußlinien mit Hilfe der hydrodynamischen Bewegungsgleichung und setzen dabei voraus, daß außerhalb des Kerns der Flußlinie keine normalleitenden Elektronen existieren d.h. $T < T_c$, daß zwischen den Flußlinien keine Wechselwirkung stattfindet d.h. $H < H_{c2}$ und daß in der Probe keine Pinningzentren sind. Die Verteilung des Transportstromes wird bei allen als homogen innerhalb des Supraleiters angesehen. Durch die Annahmen über den Übergang der Dichte der supraleitenden Elektronen von Null im normalleitenden Kern einer Flußlinie auf den Gleichgewichtswert außerhalb und in den vorausgesetzten Radien der Kerne unterscheiden sich diese Theorien. Nach [4] und [6] ist der Hallwinkel im Mischzustand gleich dem des Normalleiters in einem Magnetfeld, das dem im Zentrum einer Flußlinie entspricht. Dies gilt nach [5] auch für Materialien mit $1 < \xi_0$. Mit der Aussage, daß die Hallspannung unterhalb von H_{c2} abfällt, stehen diese Ergebnisse im Widerspruch zu dem gemessenen Halleffekt des Niobnitrids.

WEIJSENFELD [7] benutzt die Theorien von [6] und [4] und erhält unter der Annahme, daß die Relaxationszeit der normalleitenden Elektronen im Kern τ_g größer als die im Normalleiter τ ist und erhält mit der Formel (11) ein qualitativ mit seinen Meßergebnissen an Nb-Ta und Ti-Mo über-

einstimmendes Verhältnis von $\Theta(H=0)$ zu $\Theta(H=H_{c2})$.

$$P = \frac{\Theta(H=0)}{\Theta(H=H_{c2})} = \frac{\tau_g}{\tau} \frac{2H_{c1}(0)}{H_{c2}(0)} \quad (11)$$

Bei NbN ist nach dieser Formel $P \approx 1$ aber das nach Abb. 22 durch Verlängerung der ansteigenden Geraden nach $H = 0$ experimentell bestimmte P ist ungefähr 60.

MAKI [8] berechnete mikroskopisch ein Ansteigen des Hallwinkels unterhalb von H_{c2} , er gibt als begrenzten Hallwinkel für $T = 0$ K an:

$$\varphi(0) = \frac{1}{2\tau\Delta_{00}} \varphi(H_{c2}(0)) \quad (12)$$

Wobei Δ_{00} die BCS-Kondensationsenergie bei $T = 0$ K und $H = 0$ ist. Das Temperaturverhalten der am NbN gemessenen Hallspannung ist aber entgegengesetzt, sie steigt gegen T_c an. Jedoch kann damit nichts über die Hallspannung des Niobnitrids nahe bei $T = 0$ K gesagt werden.

b. Das Winkelverhalten der transversalen Spannung

Die bei den Messungen am NbN auftretende transversale Spannung V_j , die bei einer Feldumkehr nicht ihr Vorzeichen ändert, ist um mehr als eine Größenordnung höher als die Hallspannung. Die Theorien [4-8] beschreiben eine solche quasi-ohmsche Spannung nicht. NIESSEN et.al. [35] hat experimentell und rechnerisch nachgewiesen, daß eine solche Spannung durch gelenkte Flußlinien entstehen kann. Hier werden experimentelle Ergebnisse diskutiert, die zeigen, daß die transversale Spannung auch im Gebiet der Oberflächensupraleitung auftritt, in einem Bereich der Supraleitung wo im Material keine Flußlinien, die abgelenkt werden können, mehr sind.

In Abb. 23 ist die Abhängigkeit der transversalen Spannung V_T , deren wesentlichster Bestandteil die Spannung V_j ist, von der Richtung des äußeren Magnetfeldes zur Probenoberfläche dargestellt. Bei kleinen Feldstärken ist $V_T(90^\circ)$, d.h. senkrechte Feldrichtung, groß und geht jeweils gegen die parallelen Feldrichtungen auf Null zurück. Nur bei 80° ist eine später zu diskutierende Abweichung von dieser sinusartigen Winkelabhängigkeit. Mit wachsender Feldstärke erreicht $V_T(90^\circ)$ bei etwa $240 \text{ k} \frac{\text{A}}{\text{m}}$ ihr Maximum (s. auch Abb. 18) und fällt dann gegen $H_{c2} \approx 640 \text{ k} \frac{\text{A}}{\text{m}}$ auf Null ab. Außerdem entsteht bei zur Probenoberfläche parallelen Feldrichtungen mit wachsender Feldstärke eine große, stark vom Feldwinkel abhängige transversale Spannung $V_T(0^\circ, 180^\circ)$, die erst oberhalb von $H_{c2}(T, J)$ ihr Maximum erreicht, s.a. Abb. 24. Diese Spannung entsteht dann, wenn die supraleitenden Oberflächenschichten immer mehr Strom tragen. Bei kleinen Feldstärken ist die Stromdichte im Material homogen, wird jedoch das Magnetfeld erhöht so steigt die Stromdichte bei Annäherung an H_{c2} in den Oberflächenschichten an und oberhalb von H_{c2} fließt der gesamte supraleitende Transportstrom darin. Ebenso steigt auch $V_T(0^\circ, 180^\circ)$ an und erreicht ihr Maximum oberhalb von H_{c2} um dann gegen H_{c3} auf Null zu sinken. Nach (9) ergeben die vier V_T der Abb. 24 keine Hallspannung.



Abb. 23: Die Abhängigkeit der transversalen Spannung der Probe I von der Feldrichtung

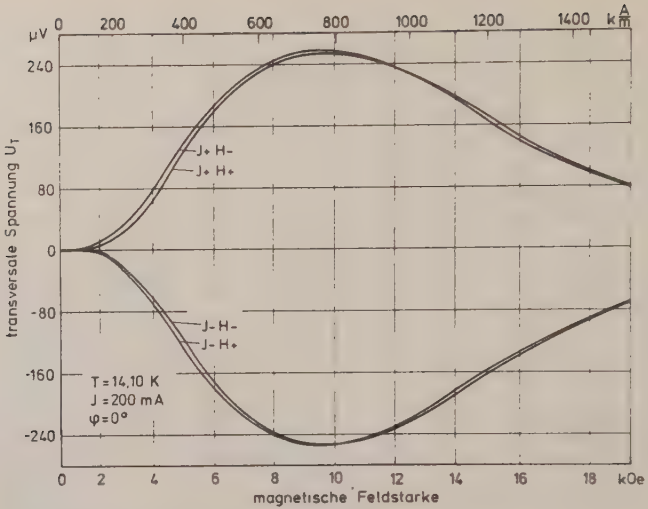


Abb. 24: Die Feldstärkeabhängigkeit der transversalen Spannung der Probe I bei paralleler Feldrichtung

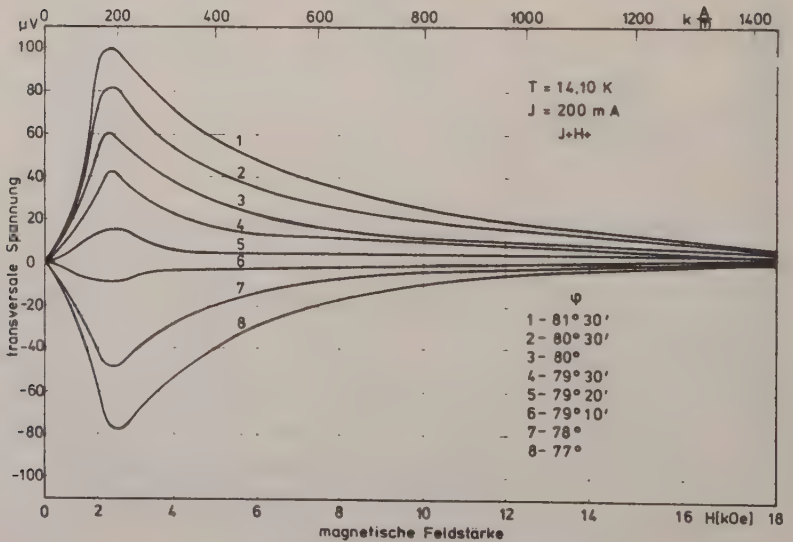


Abb. 25: Der Verlauf der transversalen Spannung der Probe I in dem Feldwinkelbereich um 80°

Im Gegensatz zu [35] kann nach den hier vorliegenden Meß-
ergebnissen und nach [11] angenommen werden, daß die trans-
versale Spannung V_j nicht nur durch gelenkte Flußlinien,
sondern auch durch eine Coulombwechselwirkung zwischen den
Transportelektronen und den Flußlinien erzeugt wird. Eine
solche Wechselwirkung tritt tritt aber nur auf, wenn die
Annahme einer homogenen Transportstromverteilung fallenge-
lassen wird.

Nach KULIK [36] können nun aber auch oberhalb von H_{c2} in der
supraleitenden Oberflächenschicht durch Feldkomponenten, die
die senkrecht zur Oberfläche sind, Flußlinien mit Radien
proportional zu $1/\sqrt{\varphi}$ entstehen. Diese ausgeweiteten Flußlinien
wechselwirken nun besonders stark mit den in der supralei-
tenden Oberflächenschicht fließenden Transportstrom großer
Dichte und erzeugen eine sehr große transversale Spannung V_j .

Der sinusartige Verlauf von V_T bei kleinen
magnetischen Feldstärken wird durch die Annahme einer Coulomb-
wechselwirkung verständlicher, da durch die Änderung des Feld-
winkels die Gesamtzahl der Flußlinien im Material mit dem
Sinus geht und die Stromdichte konstant bleibt.

Das anormale Verhalten von V_T in dem Bereich um 80° (s. Abb. 23
und 25), wo die transversale Spannung stark von der Feld-
richtung abhängt, erzeugen abgelenkte Flußlinien. Wie die
Kurven von Abb. 25 zeigen, wird V_T von maximalen positiven
Werten bei $\varphi = 81,5^\circ$ innerhalb von $4,5^\circ$ auf maximale negative
Spannungen bei $\varphi = 77^\circ$ geändert. HAKE [24] hat an Ti-Mo
Proben auch solche Peaks in $V_T(\varphi)$ mit einer Halbwertsbreite
von ungefähr 2° beobachtet. Wegen der geringen Halbwertsbrei-
te und weil bei diesen Feldwinkeln auch noch oberhalb von H_{c2}
eine transversale Spannung existiert kann dieser Verlauf von
 $V_T(\varphi, H)$ nur durch eine innere Oberfläche, an der die Fluß-
linien aus ihrer durch die lorentzartige Kraft (8) bedingten
Bewegungsrichtung abgelenkt werden, verursacht sein. Durch
die Ablenkung an dieser Oberfläche erhalten die Flußlinien
eine Bewegungskomponente parallel oder antiparallel zur Strom-
richtung und da v_1 sehr groß ist, kann die durch abgelenkte
Flußlinien erzeugte transversale Spannung wesentlich größer
als die durch Coulombwechselwirkung bedingte werden.

3. Die Kurven kritischer Stromstärken von NbN-Drähten

a. Die Winkelabhängigkeit

Die kritische Stromstärke eines Supraleiters 2. Art wird weitgehend von seiner Defektstruktur bestimmt. An den verschiedensten Gitterstörungen werden die Flußlinien festgehalten, so daß trotz der durch den Transportstrom J auf die Flußlinien wirkenden lorentzartigen Kraft (8) keine Flußlinienbewegung stattfindet. Erst oberhalb einer kritischen Stromstärke J_c , d.h. wegen (8) oberhalb einer Pinningkraft P , beginnt die Bewegung der Flußlinien und es entsteht an der Probe eine Spannung. Nach [36] gilt dabei für die Geschwindigkeit der Flußlinien die Beziehung:

$$\eta v_{\perp} = \frac{1}{c} [(J - J_c) \times \phi_0] \quad (13)$$

Bei den Meßverfahren dieser Arbeit stehen die durch das transversale Magnetfeld in den NbN-Drahtproben erzeugten Flußlinien, immer senkrecht auf der Stromrichtung und der Probenachse, s. Abb. 3. Diese Flußlinien ändern bei ihrer Bewegung durch die Probe ständig ihre Länge. Dies verursacht auch eine Änderung der Geschwindigkeit der Flußlinien, die durch (14) beschrieben wird.

$$\eta v_{\perp} = \frac{1}{c} (J - J_c) \phi_0 + \frac{4rb}{D^2 - 4r^2} \quad (14)$$

D ist der Probendurchmesser, r ist eine Koordinate in der Bewegungsrichtung, $r=0$ ist der Mittelpunkt des Querschnitts und b ist die Flußlinienenergie pro Einheitslänge.

Die wichtigsten in den NbN-Proben vorkommenden Pinningzentren sind innere Oberflächen und Korngrenzen. Die Pinningkraft an zu einer Oberfläche parallelen Flußlinie entsteht durch eine attraktive Wechselwirkung der Flußlinie mit ihrem Bild [37] oder an rauen Oberflächen, wenn die Rauigkeit in der Größenordnung des Flußlinienabstandes liegt, durch die zu den

Flußlinien senkrechten Gebiete an denen ein Energieminimum für die Flußlinien existiert [38]. An den Korngrenzen werden, wenn sie als Schicht mit hohem Widerstand betrachtet werden können, die Pinningkräfte ebenfalls durch die Rauigkeit oder durch die Wechselwirkung der Flußlinien mit ihren Bildern erzeugt. Nach [39] existiert auch an den Korngrenzen ein Energieminimum für die Flußlinien, wenn in deren Nähe die freie Weglänge der Elektronen reduziert ist.

Sind solche Pinningzentren nicht homogen in der Probe verteilt, dann wird die kritische Stromstärke von der Richtung des Magnetfeldes abhängen. Diese Winkelabhängigkeit wird an den NbN-Proben untersucht, dabei werden drei spezifische Proben typen gefunden, die durch die in Tabelle II angeführten Proben repräsentiert werden.

Tabelle II

Eigenschaften und Herstellungsdaten der benutzten NbN-Drahtproben

	T_c	Gitterkonstante	Durchmesser	Diffusions- temperatur druck dauer		
Probe 1	16,05 K	4,39 Å	0,5 mm	1400°C	15 atü	22 h
Probe 2	16,02 K	4,39 Å	0,5 mm	1450°C	20 atü	22 h
Probe 3	16,13 K	4,39 Å	0,5 mm	1450°C	20 atü	21 h

Die einzelnen Proben typen können dabei nicht durch geeignete Änderungen der Herstellungsbedingungen gezielt erzeugt werden.

In Abb. 26 sind die Änderungen der kritischen Stromstärken in Abhängigkeit von der Richtung des Magnetfeldes bei konstanter Feldstärke und Temperatur dieser drei Proben dargestellt.

Während bei der Probe 1 die Stromstärke um etwa den Faktor 3 geändert wird, ist dieser Faktor bei der Probe 2 nur 1,5 und bei Probe 3 etwa 1. Die Unregelmäßigkeiten dieser Kurven werden durch die unterschiedlichen Richtungen der Korngrenzen und

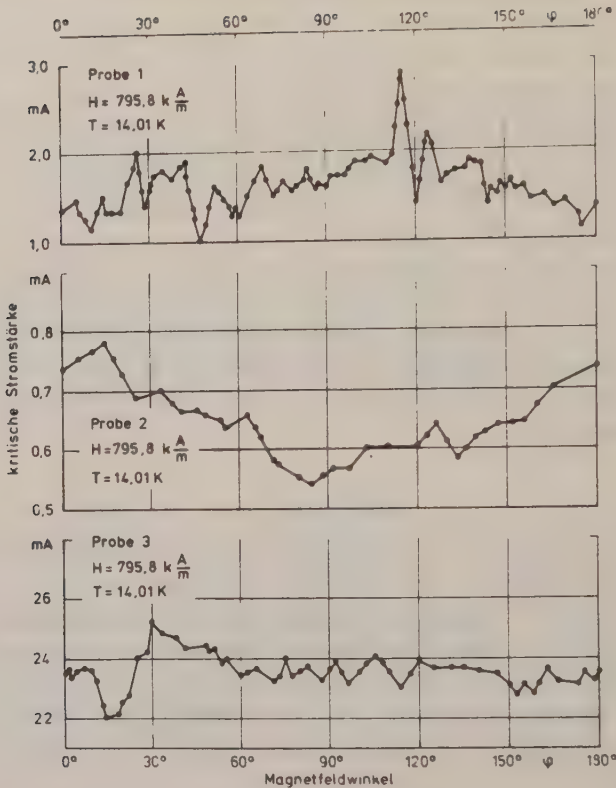


Abb. 26: Der Einfluß der Richtung des transversalen Magnetfeldes auf die kritischen Stromstärken von NbN-Drähten

inneren Oberflächen verursacht, dabei wird der Einfluß aller Pinningzentren, die bei der entsprechenden Feldrichtung wirksam sind, innerhalb des Abstandes der Potentialsonden summiert; wird er geändert so werden andere $J_c(\psi)$ -Kurven gemessen. Die $J_c(\psi)$ -Kurven von $0^\circ \leq \psi \leq 180^\circ$ sind mit denen von $180^\circ \leq \psi \leq 360^\circ$ nahezu deckungsgleich.

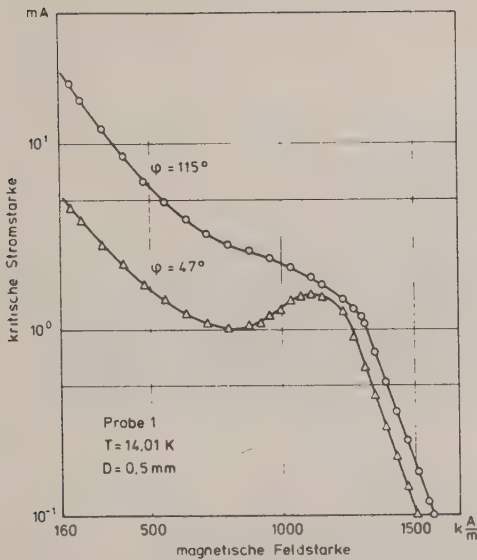


Abb. 27:

Die Kurven kritischer Stromstärken der Probe 1 für die Feldrichtungen aus Abb.26 mit maximaler bzw. minimaler kritischer Stromstärke

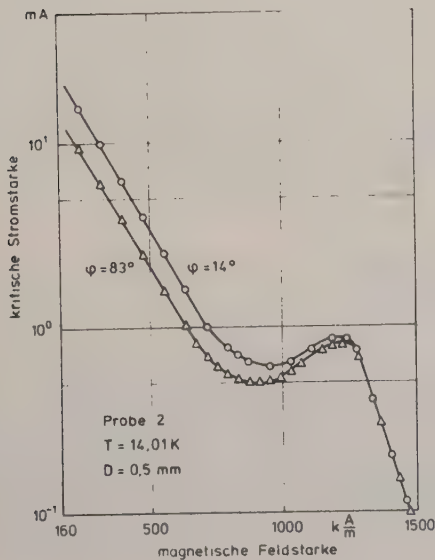


Abb. 28:

Die Kurven kritischer Stromstärken der Probe 2 für die Feldrichtungen aus Abb.26 mit maximaler bzw. minimaler kritischer Stromstärke

für diese drei Proben wird ein unterschiedlicher Verlauf der Kurven kritischer Stromstärken gemessen. Diese Kurve der Probe 1 hat bei $\varphi = 115^\circ$ keinen Peak (s. Abb. 27), während bei einem Feldwinkel von $\varphi = 47^\circ$, wo das Minimum der $J_c(\varphi)$ -Kurve liegt (s. Abb. 26), ein großer Peak erscheint. Durch entsprechende Änderung des Feldwinkels können Kurven kritischer Stromstärken gemessen werden, die zwischen diesen beiden extremen Kurven liegen.

Der Unterschied in den kritischen Stromstärken, der durch Änderung der Feldrichtung bei der Probe 2 erreichbar ist, wird wesentlich kleiner sein als der bei Probe 1, s. Abb. 28. Bei diesem Probentyp haben alle Kurven kritischer Stromstärken unabhängig von der Richtung des äußeren Magnetfeldes einen Peak.

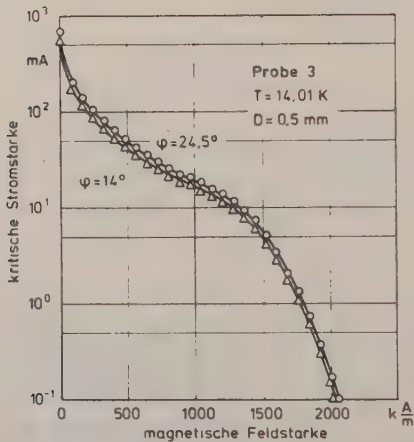


Abb. 29:

Die Kurven kritischer Stromstärken der Probe 3 für die Feldrichtungen aus Abb. 26 mit maximaler bzw. minimaler kritischer Stromstärke

Die $J_c(H)$ -Kurven der Probe 3 zeigen keinen Peakeffekt, s. Abb. 29. Die kritischen Stromstärken dieser Probe werden nur wenig durch Feldrichtungsänderungen beeinflusst und sind wesentlich höher als die der Proben 1 und 2. Die kritische Feldstärke dieser Probe ist etwa 1,4 mal größer als die der beiden anderen Proben.

Diese Unterschiede im Verlauf der Kurven kritischer Stromstärken und in ihrer Winkelabhängigkeit sind vermutlich durch die unterschiedliche Defektstruktur der drei Proben bedingt. Bei der Probe 1 sind die Flußlinien bei $\varphi = 115^\circ$ parallel zu einer inneren Oberfläche an der sie festgehalten werden, daher ist bei dieser Feldrichtung J_c wesentlich höher und auch der Verlauf von $J_c(\varphi)$ ähnelt in diesem Bereich von φ dem Winkelverhalten von J_c , das an den NbN-Folien bei $\varphi \approx 0$ gemessen wird. Die geringe Erhöhung von H_c bei dieser Feldrichtung spricht ebenfalls für den Einfluß von Oberflächensupraleitung auf die kritische Stromstärke.

Bei der Probe 2 existiert ein solcher Einfluß nicht, daher haben alle Kurven kritischer Stromstärken einen Peak und H_c ist unabhängig von der Feldrichtung. Diese Eigenschaften sprechen einmal für eine relativ homogene Verteilung und für eine geringe Dichte der Pinningzentren.

Wegen des geringen Einflusses der Richtung des äußeren Magnetfeldes auf die kritischen Stromstärken der Probe 3 sind vermutlich ihre Pinningzentren auch homogen verteilt. Jedoch ist bei ihr die Dichte der Korngrenzen und inneren Oberflächen wesentlich höher als bei der Probe 2; sie ist so groß, daß bei jeder Richtung des angelegten Magnetfeldes Oberflächen-supraleitung in der Probe entstehen kann und den Verlauf der $J_c(H)$ -Kurve bestimmt. Nur dadurch sind die sehr großen kritischen Stromstärken und das hohe kritische Magnetfeld erklärbar.

b. Magnetisierungsmessungen

Durch Magnetisierungsmessungen können Aussagen über die Dichte der Pinningzentren in den Proben gemacht werden [40]. Weil die Pinningzentren bei wachsender magnetischen Feldstärke das Eindringen von Flußlinien behindern und sie bei fallender äußerer Feldstärke festhalten ist die Hysterese der Magnetisierungskurven von der Defektdichte abhängig [36]. Aussagen über die Oberflächensupraleitung können durch solche Messungen nicht gemacht werden.

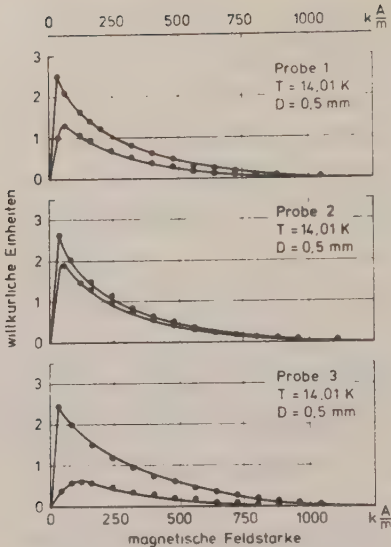


Abb. 30:

Magnetisierungskurven der Proben 1, 2 und 3 bei konstanter Temperatur

Die Magnetisierungskurven in Abb. 30 zeigen, daß die Probe 2 die geringste und die Probe 3 die größte Hysterese haben. Dies unterstützt die Aussagen des vorigen Abschnittes, nach denen die Dichte der Pinningzentren in der Probe 2 am kleinsten und in der Probe 3 am größten ist.

c. Die Temperaturabhängigkeit der Kurven kritischer Stromstärken und des Peakeffektes

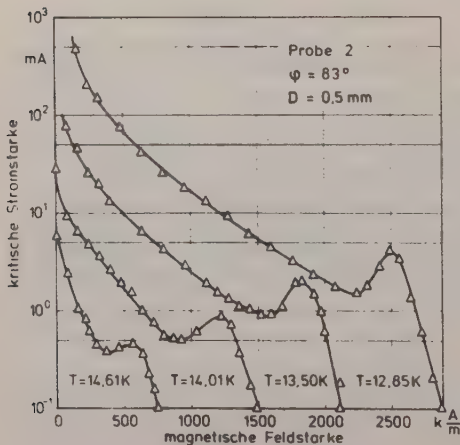


Abb. 31:

Das Temperaturverhalten der Kurven kritischer Stromstärken der Probe 2

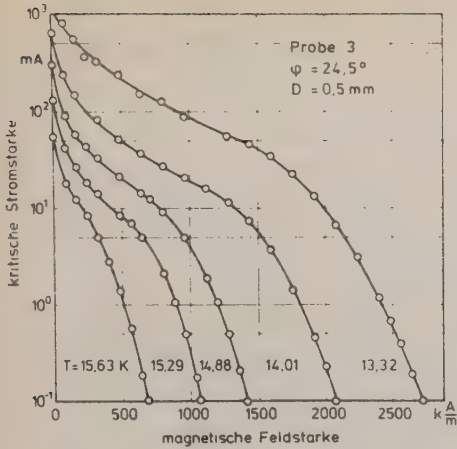


Abb. 32: Das Temperaturverhalten der Kurven kritischer Stromstärken der Probe 3

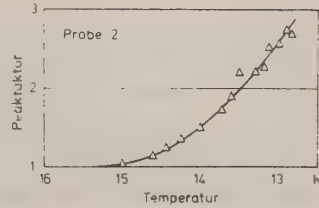


Abb. 33: Die Temperaturabhängigkeit des "Peakfaktors"

Das unterschiedliche Temperaturverhalten der Kurven kritischer Stromstärken der Proben 2 und 3 ist in den Abb. 31 und 32 dargestellt. Die Probe 3 zeigt auch bei tieferen Temperaturen keinen Peakeffekt, die kritischen Stromstärken werden in diesem Temperaturbereich immer durch die Oberflächensupraleitung in dieser Probe bestimmt.

In Abb. 32 sind die $J_c(H)$ -Kurven der Probe 2, die bei jedem Feldwinkel einen Peak haben, eingezeichnet. Aus dieser Abbildung ist zu ersehen, daß der Peak auch in der Nähe von T_c noch auftritt und daß er bei etwa $0,81 H_{c2}$ am größten ist. Der Faktor um den die kritischen Stromstärken vom Minimum dieser Kurven zum Maximum des Peaks erhöht werden geht bei T_c gegen 1 und steigt mit fallender Temperatur bis auf ungefähr 2,8 bei $T = 12,85 \text{ K}$ an. Nach Witzgall [2] wird er bei $4,2 \text{ K}$ etwa 100. Den Temperaturverlauf dieses Faktors für die typische Probe 2 zeigt Abb. 33.

IV. Zusammenfassung

An durch Diffusion von Stickstoff in kompaktes metallisches Niob hergestellten NbN-Folien und -Drähten werden die supra-leitenden Eigenschaften bei magnetischen Feldstärken bis zu $2900 \text{ k } \frac{\text{A}}{\text{m}}$ in dem in Wasserstoffkryostaten zugänglichen Temperaturbereich untersucht. Das H_{c3}/H_{c2} -Verhältnis der NbN-Folien durchläuft bei Annäherung an die Sprungtemperatur ein Minimum und steigt dann stark an. Dieses anormale Verhalten wird durch den Einfluß des Proximityeffektes erklärt. Die kritischen Stromstärken dieser $50 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Folien sind von der Richtung des äußeren Magnetfeldes zu ihrer Oberfläche abhängig. Ihr Hallwinkel steigt unterhalb von H_{c2} weit über den des normalleitenden Niobnitrids an. Die transversale Spannung, die bei einer Feldumkehr nicht ihr Vorzeichen ändert, ist um eine Größenordnung höher als die Hallspannung. Ihr Winkelverhalten kann nicht nur durch gelenkte Flußlinien erklärt werden.

Die Defektstruktur der NbN-Drähte beeinflusst den Verlauf der Kurven kritischer Stromstärken. Bei inhomogener Verteilung der Pinningzentren sind die kritischen Stromstärken stark vom Winkel des transversalen Magnetfeldes abhängig. Wenn durch innere Oberflächen auch oberhalb von H_{c2} Supraleitung entstehen kann, haben die Kurven kritischer Stromstärken dieser NbN-Drahtproben keinen Peak. Bei den anderen Proben existiert der Peak bis in die Nähe von T_c . Er wird mit fallender Temperatur immer höher.

V. Literaturverzeichnis

- 1 K.HECHLER und E.SAUR Z.Physik 205 , 392 (1967)
- 2 H.WIZGALL Dissertation Gießen (1966)
- 3 K.HECHLER,E.SAUR und H.WIZGALL Z.Physik 205,400 (1967)
- 4 J.BARDEEN und M.J.STEPHEN Phys.Rev. 140, A1197 (1965)
- 5 P.N.NOZIERES und W.F.VINEN Phil.Mag. 14, 667 (1966)
- 6 A.G.VAN VIJFEIJKEN und A.K.NIESSEN Phil.Res.Repts. 20,
505 (1965)
- 7 C.H.WEIJSENFELD Phys.Letters 28A, 362 (1968)
- 8 K.MAKI Phys.Rev.Letters 23, 1223 (1969)
- 9 A.K.NIESSEN,F.A.STAAS und C.H.WEIJSENFELD
Phys.Letters 25A, 33 (1967)
- 10 R.R.HAKE Phys.Rev. 168, 442 (1968)
- 11 B.BYRNAK und F.B.RASMUSSEN Physica 55, 357 (1971)
- 12 E.MAXWELL,B.B.SCHWARTZ,H.WIGALL und K.HECHLER
J.of Appl. Phys. 39, 2568 (1968)
- 13 C.C.CHANG,J.B.KINNON und A.C.ROSE-INNES
phys.stat.sol. 36, 205 (1969)
- 14 H.J.FINK und A.G.PRESSON Phys.Rev. 1, 221 (1970)
- 15 C.R.HU Phys.Rev. 187, 574 (1969)
- 16 P.L.INDOVINA,M.MATZEN,S.ONORI und E.Tabet
Sol.Stat.Com. 9, 1759 (1971)
- 17 G.HORN und E.SAUR Z.Physik 210, 210 (1968)
- 18 S.FONER Rev.Sci.Instr. 30, 548 (1959)
- 19 D.SAINT-JAMES und P.G.DE GENNES Phys.Letters 7,306 (1963)
- 20 V.L.GINSBURG und L.D.LANDAU
Zh.Eksperim.i Teor.Fiz. 20, 1046 (1950)
- 21 C.CAROLI,P.G.DE GENNES und J.MATRICON
J.Phys.Rad. 23, 707 (1962)
- 22 K.HECHLER Dissertation Gießen (1968)
- 23 G.MEYER und H.WIZGALL Z.Physik 183, 412 (1965)
- 24 M.D.MALONEY,F.DE LA CRUZ und M.CARDONA
Phys.Rev. 2, 2512 (1970)

- 25 H.J.FINK und W.C.H.JOINER Phys.Rev.Let. 23, 120 (1969)
- 26 J.P.HURAUULT Phys.Letters 20, 587 (1966)
- 27 M.TINKHAM Phys.Rev. 129, 2413 (1963)
- 28 D.R.TILLEY und R.WARD
J.Phys.C: Sol.Stat.Phys. 3, 2119 (1970)
- 29 K.YAMAFUJI,T.KAWASHIMA und F.IRIE
Phys.Letters 20, 122 (1966)
- 30 K.M.RALLS Phys.Letters 23, 29 (1966)
- 31 A.G.VAN VIJFEIJKEN und A.K.NIESSEN
Phil.Res.Repts. 20, 505 (1965)
- 32 C.CAROLI und K.MAKI Phys.Rev. 164, 591 (1967)
- 33 W.A.REED,E.FAWCETT und Y.B.KIM
Phys.Rev.Letters 14, 790 (1965)
- 34 A.K.NIESSEN und F.A.STAAS Phys.Letters 15, 26 (1965)
- 35 A.K.NIESSEN,J.VAN SUCHTELEN,F.A.STAAS und W.F.DRUVESTEYN
Phil.Res.Repts. 20, 226 (1965)
- 36 D.SAINT-JAMES,E.J.THOMAS und G.SARMA
Typ II-Superconductivity Pergamon Press (1969)
- 37 C.P.BAEN und J.D.LIVINSTON Phys.Rev.Letters 12,14 (1964)
- 38 H.R.HART JR.und P.S.SWARTZ Phys.Rev. 156, 403 (1967)
- 39 G.J.VAN GURP und D.J.VAN OOIJEN J.de Phys. 27,C3-51 (1966)
- 40 A.M.CAMPBELL,J.E.EVETTS und D.DEW-HUGHES
Phil.Mag. 10, 333 (1964)

Diese Arbeit ist am Institut für Angewandte Physik der Justus Liebig-Universität angefertigt worden. Für die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit ihrer Durchführung bin ich Herrn Prof. Dr. E. Saur zu Dank verpflichtet.

Den Mitarbeitern des Instituts danke ich für die interessanten Diskussionen sehr herzlich.

Den Mitarbeitern der Institutswerkstatt gilt mein Dank für ihre hilfreiche Unterstützung während der Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Am 14.1.1941 wurde ich in Nordhausen (Thüringen) geboren. Dort besuchte ich auch bis zu meinem Abitur im Jahre 1959 die Schulen. Dann mußte ich zwei Jahre Wehrdienst ableisten. Im September 1961 immatrikulierte ich mich an der Humboldt-Universität in Berlin für das Fach Physik. Meine Diplomarbeit über Gaslaser fertigte ich am II.Physikalisch-Technischen Institut der Akademie der Wissenschaften zu Berlin unter Herrn Prof.Dr.R.Rompe an. Nach der Diplomprüfung im August 1966 arbeitete ich ein Jahr im Werk für Fernsehелеktronik in Berlin-Oberschöneweide. Im August 1967 begann ich am I.Physikalisch-Technischen Institut der Akademie der Wissenschaften eine Doktorarbeit auf dem Gebiet der II-VI Verbindungen.Nach meiner Flucht im Sommer 1968 trat ich im November des gleichen Jahres als wissenschaftlicher Mitarbeiter in das Institut für Angewandte Physik der Justus Liebig-Universität ein.

Gießen, den 8. Mai 1972

